

(рис. 5). Спектры ядер тяжелее гелия для большей наглядности разделены на две группы: Mg, C, O и O, S, Fe.

Из рис. 5 видно, что спектры электронов, протонов, альфа-частиц и более тяжелых ядер имеют близкие наклоны. Показатели спектров различных компонент $\gamma_a \sim 2,2-2,7$. Этот факт, по-видимому, может свидетельствовать о том, что все частицы ускоряются в одно и то же время и в одном и том же интервале высот в солнечной атмосфере.

Авторы выражают глубокую благодарность Е. И. Дайбог за полезные дискуссии и проведение количественных оценок.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Беляков С. А. и др. Космич. исслед., 1984, 22, с. 793. [2] Barat C. et al. Space Sci. Instrum., 1981, 5, p. 228. [3] Hudson H. S. Solar Phys., 1978, 57, p. 237. [4] Kahler S. W. J. Geophys. Res., 1982, 82, p. 3439. [5] Jokipii J. R. Rev. Geophys. Space Phys., 1971, 9, p. 27. [6] Тверской Б. А. ЖЭТФ, 1967, 53, с. 1417. [7] Каплан С. А., Цытович В. П. Плазменная астрофизика. М.: Наука, 1972. [8] Курт В. Г. и др. Письма в Астрон. журн., 1977, 3, № 3, с. 170. [9] Lin R. P. et al. Astrophys. J., 1982, 253, N 1, p. L 949. [10] Kurt V. G. et al. In: Proc. 17th Intern. Cosmic Ray Conf., 1981, v. 3, p. 69. [11] Дайбог Е. И. и др. Космич. исслед., 1981, 19, с. 704. [12] Дайбог Е. И. и др. Там же, 1984, 22, с. 763. [13] Григорян О. Р. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1982, 46, с. 1698. [14] Daibog E. I. et al. In: Proc. 13th Intern. Cosmic Ray Conf., 1983, v. 4, p. 127. [15] Mc Guire R. E. In: Proc. 17th Intern. Cosmic Ray Conf., 1981, v. 3, p. 69. [16] Dietrich W. F., Simpson J. A. Astrophys. J., 1978, 225, p. L41, 906. [17] Van-Hollebecke M. A. et al. Solar Phys., 1975, 41, p. 189. [18] Briggs P. R. et al. In: Rep. UAG-83, p. 1, 188, WDC-A. February 1982, Boulder, Colorado.

Поступила в редакцию
27.06.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 1

УДК 532.165

ИЗУЧЕНИЕ МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

П. В. Вакулов, С. Н. Кузнецов

Реальная структура геомагнитного поля на больших расстояниях от Земли (более $4-5 R_z$) существенно отличается от структуры поля внутренних источников вследствие взаимодействия его с солнечным ветром и межпланетным магнитным полем. На рис. 1 представлен схематический разрез магнитосферы по полуденно-полуночному меридиану, когда компонента межпланетного магнитного поля, перпендикулярная плоскости геомагнитного экватора, $B_z \leq 0$.

Магнитосферу можно разбить на несколько структурных образований. 1. Внутренняя часть, где магнитное поле определяется в основном полем внутренних источников, силовые линии замкнуты. В этой области существуют стационарные потоки электронов, протонов и ионов с энергией в сотни кэВ и выше — радиационные пояса Земли. 2. Область вытянутых замкнутых силовых линий с ночной стороны Земли. На этих силовых линиях находится плазменный слой — потоки электронов, протонов и ионов со средней энергией 1—10 кэВ. 3. Области ослабленного магнитного поля на больших расстояниях — дневные каспы. В эти области относительно легко попадают частицы солнечного ветра. 4. Области полярной шапки при компоненте межпланетного поля $B_z \leq 0$, соединенные по силовым линиям с межпланетным пространством. Принято считать, что при $B_z > 0$ большая часть магнитных

силовых линий одной полярной шапки замкнута с силовыми линиями другой.

В настоящее время существует несколько моделей магнитосферы [1—4], которые правильно описывают ее структуру в ограниченном объеме (например, [3] описывает структуру магнитосферы на расстояниях, меньших (10—12) R_3). Все эти модели по своему характеру являются статистическими и не могут с достаточной точностью описать магнитосферу в конкретных условиях. На больших расстояниях структура магнитосферы более изменчива, чем на малых, и располо-

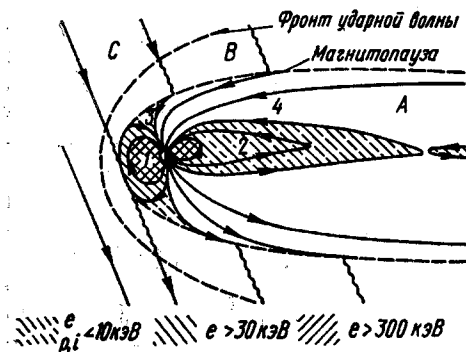


Рис. 1. Схематический разрез магнитосферы. Линии со стрелками — магнитные силовые линии. А — магнитосфера, В — переходная область, С — невозмущенное межпланетное пространство, 1 — внутренняя магнитосфера, 2 — плазменный слой, 3 — дневной касп, 4 — силовые линии полярных шапок. Различной штриховкой показаны области заряженных частиц с различной характерной энергией

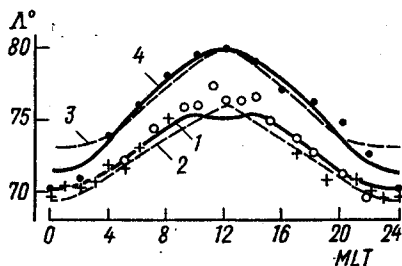


Рис. 2. Сравнение экспериментальных данных о границе захваченных [7] и высыпающихся [8] электронов с дрейфовыми оболочками, рассчитанными по моделям [3, 4]: + и \circ — данные, полученные в зимнем и летнем полушариях соответственно [7], \bullet — данные, полученные в период равноденствия [8], 1, 2 и 4 — расчеты по модели [4], 3 — расчет по модели [3]; Λ — геомагнитная широта

жение различных ее областей удобнее определить, изучая распределение в ней заряженных частиц.

В работе [5] были определены границы внешнего радиационного пояса и зоны неустойчивой радиации (в дальнейшем для нее приняли название «зона квазизахвата»).

В работе [6] определялось положение границ существования потоков электронов различных энергий от $E_e = 300$ эВ до $E_e \geq 1,4$ МэВ, что позволило определить области проекции плазменного слоя и зоны квазизахвата на Землю.

В работах [7, 8] изучалась зависимость границы захвата магнитосферных частиц от магнитной возмущенности, величины и направления межпланетного магнитного поля. В качестве характерных границ различных областей выбирались линии равных интенсивностей захваченных или высыпающихся частиц.

На рис. 2 показано сравнение данных о границе захвата электронов с $E_e > 20$ кэВ, полученных на ИСЗ «Космос-426» [7] с моделью [4]. В качестве граничной интенсивности принималась интенсивность $\sim 5 \cdot 10^3$ см $^{-2}$ ·с $^{-1}$ ·ср $^{-1}$. Приведены средние положения границ захвата для разных интервалов местного геомагнитного времени, полученные

летом и зимой 1971 г. Кривая 1 соответствует наклону дипольной оси $+15^\circ$ (в сторону Солнца) от перпендикуляра к плоскости эклиптики, т. е. летнему полушарию, кривая 2 — наклону -15° (в сторону от Солнца). Кривые 1, 2 показывают положения дрейфовой оболочки, рассчитанные в [4] при $K_p=0^+$. Видно, что дрейфовая оболочка хорошо согласуется с границами потоков электронов (с точностью до 1°). С дневной стороны имеются определенные различия между экспериментальными данными и модельным расчетом. Отметим, что по этой модели последняя замкнутая силовая линия в летнее время должна находиться на геомагнитной широте $\Lambda \sim 80^\circ$, а в зимнее — на $\Lambda \sim 75^\circ$. Расчеты по модели [3] несколько хуже согласуются с экспериментом. Точками показана высокоширотная граница высыпания электронов с $E_e > 30$ кэВ на уровне интенсивности $10^2 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$ по данным ИСЗ «Космос-484», полученным в апреле 1972 г. [8]. Данные расчетов по моделям [3] — кривая 3 и [4] — кривая 4 нормированы к точке $\Lambda = 80^\circ$, $MLT = 12$ ч. Видно, что модель [4] лучше описывает ход экспериментальных точек, некоторые отличия наблюдаются с ночной стороны Земли. Кривая 3 согласуется с данными «Космоса-484» с ночной стороны значительно хуже; это связано с тем, что модель [3] дает завышенные значения магнитного поля при $R > (10-12)R_z$.

Модель [4] удовлетворительно описывает структуру магнитного поля, пока магнитный диполь, находящийся в плоскости полуденного меридиана, перпендикулярен к плоскости эклиптики. В случае изменения угла наклона диполя модель предсказывает для высокоширотных силовых линий в полдень сильную асимметрию, которая не наблюдалась в экспериментах. Кроме этого, при сильных магнитных возмущениях последние замкнутые дрейфовые оболочки смещаются на более низкие широты, с дневной стороны до $\Lambda \sim 65^\circ$, с ночной — до $\Lambda \sim 61^\circ$ [9]. Подобные явления моделями не описываются.

Дополнительную информацию о структуре магнитосферы можно получить, изучая структуру потоков малоэнергичных солнечных космических лучей (СКЛ) [10, 11].

В работе [11] исследовалось изменение размеров плазменного слоя во время магнитной суббури по данным о структуре потоков протонов с $E_p > 1$ МэВ на высоких широтах.

На рис. 3 приводятся данные шести последовательных пролетов ИСЗ «Интеркосмос-17» через высокие широты вблизи полуденно-полуночного меридиана. По оси ординат отложена скорость счета (n). Приведена структура потоков электронов СКЛ с $E_e > 30$ кэВ, слева — данные вблизи полуденного меридиана, справа — вблизи полуночного.

Как видно из рис. 3, граница проникновения электронов в полуденное время при первом пересечении находится на широте $\sim 78^\circ$, при шестом — на $\sim 75^\circ$. Постепенное уменьшение широты проникновения в значительной мере связано с уменьшением компоненты B_z межпланетного поля, которая при первом пересечении была $+4$ нТ и далее уменьшалась до -5 нТ. Практически по всей южной полярной шапке при $B_z \leq 1$ нТ вплоть до $\sim 71^\circ$ с ночной стороны интенсивность электронов ниже, чем в северной шапке, а в интервале $71-67^\circ$ она достигает уровня интенсивности электронов в северной шапке. Такое соотношение потоков характерно для схемы, приведенной на рис. 1, если поток электронов в межпланетном пространстве анизотропен и направлен от Солнца.

Область $\Lambda > 78^\circ$ с дневной стороны и $\Lambda > 71^\circ$ с ночной в рассматриваемом случае относится к полярной шапке. Широты $67-71^\circ$ с ночной стороны являются широтами проекции плазменного слоя на Зем-

лю, в северном и южном полушариях интенсивность электронов здесь приблизительно одинакова, что указывает на замкнутость силовых линий.

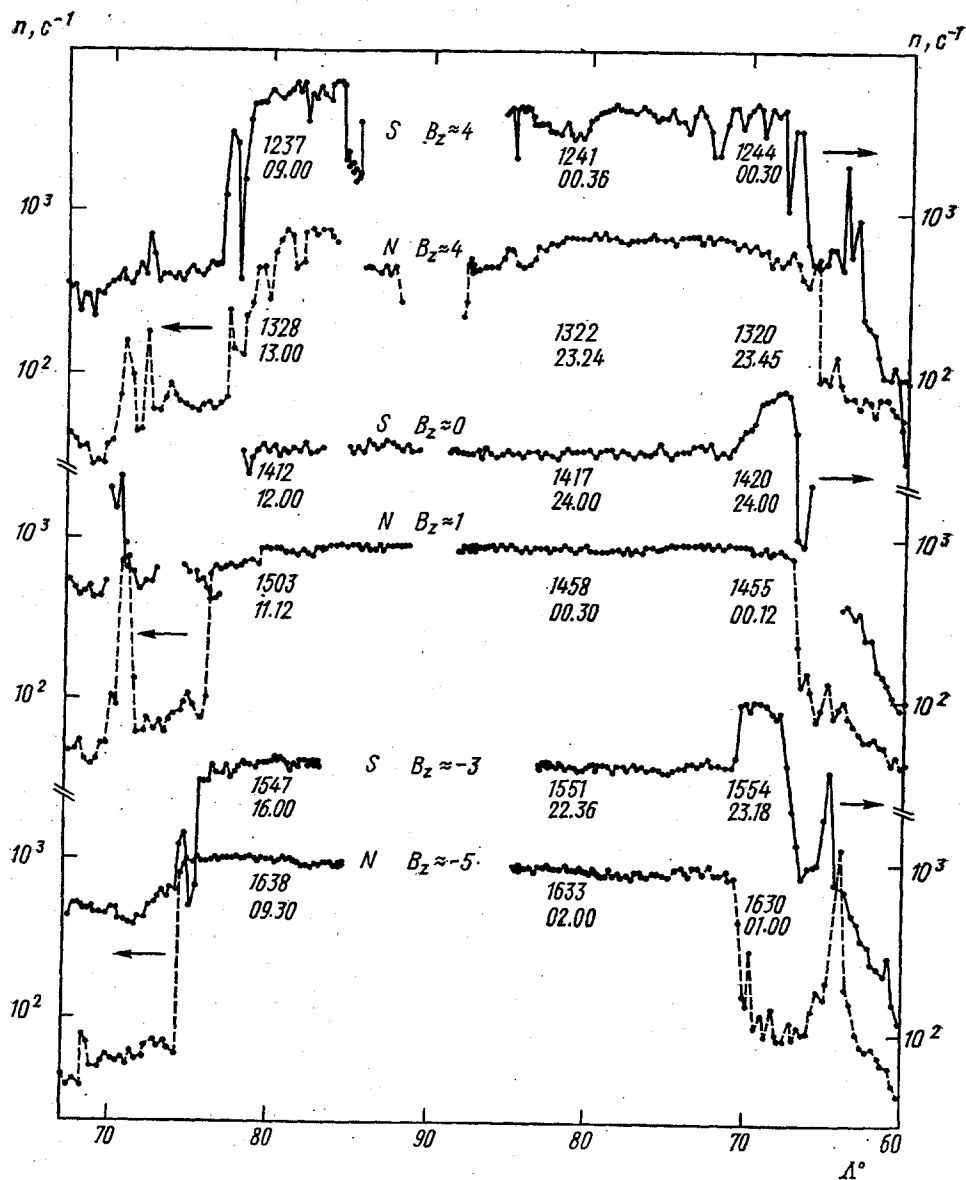


Рис. 3. Примеры данных о потоках электронов СКЛ, полученные при последовательных пролетах ИСЗ «Интеркосмос-17» через полярные шапки. Верхняя цифра — номер прохождения спутником данной широты, нижняя — местное время

Поскольку регистрировались высыпавшиеся электроны, то можно сделать вывод, что в предполуночные часы плазменный слой сильно турбулизован. В послеполуночные часы ($MLT \geq 1$ ч) граница регистрации электронов СКЛ смещается к 71° (см. рис. 3), т. е. к границе полярной шапки; такой же эффект наблюдался и 22.XI 1977 г. [12]. По всей видимости, в послеполуночные часы турбулизация плазменного

слоя существенно меньше и в плазменном слое существуют в основном захваченные электроны.

Можно предположить два механизма попадания электронов СКЛ в плазменный слой: первый — магнитный дрейф в хвосте магнитосферы с вечерней на утреннюю сторону, второй — электрический дрейф электронов в поле конвекции.

В настоящее время широко обсуждается гипотеза о том, что если компонента межпланетного магнитного поля $B_z > 0$, то силовые линии полярных шапок не соединены с силовыми линиями межпланетного поля. В этом случае проникновение электронов в обе полярные шапки затруднено.

Два прохождения через высокие широты, показанные в верхней части рис. 3, соответствуют условиям в межпланетном пространстве с $B_z \sim +4$ нТ. Несмотря на то что электроны появились примерно за 4 ч до рассматриваемых пролетов, в приполюсной области наблюдалась пониженная интенсивность частиц. Это указывает на то, что структура силовых линий полярной шапки в этих случаях отличается от структуры силовых линий при $B_z < 0$ в первую очередь именно тем, что нет соединения магнитного поля магнитосферы с межпланетным магнитным полем.

Рассмотрим теперь влияние давления солнечного ветра P и угла наклона диполя в плоскости полуденного меридиана ψ относительно перпендикуляра к плоскости эклиптики, исходя из данных ИСЗ «Интеркосмос-17» (22—23.XI 1977 г. и 13—14.II 1978 г.).

Были использованы прохождения дневной низкоширотной границы проникновения электронов СКЛ для условий $B_z > -3$ нТ и $10 \text{ ч} \leq MLT \leq 14 \text{ ч}$ (т. е. практически прохождения через область 3) (см. рис. 1). Средняя ширина области нарастания потока электронов составляла $\sim 1,5^\circ$ как в северном, так и в южном полушариях.

В южном (летнем) полушарии граница проникновения электронов в полуденные часы сдвинута на высокие широты на $0,6^\circ$ по сравнению с северным (зимним). Однако все модели магнитосферы предсказывают различие в положении дневного каспа в летнем и зимнем полушариях до 5° . Отсюда налицо явное противоречие теоретических моделей с данными экспериментов. Исходя из экспериментальных данных, широту, где регистрируется начало нарастания потоков электронов СКЛ, можно представить в виде $\Lambda_3 = 92,4 - 13,9 (P^{1/12} - 0,005 \psi)$, $\Lambda_{\text{л}} = 95,0 - 16,25 (P^{1/12} - 0,009 \psi)$, где Λ_3 и $\Lambda_{\text{л}}$ — широты соответственно для зимнего и летнего полушарий, $P = mnv^2$ (в кэВ). Согласно этим эмпирическим формулам, при $\psi \rightarrow 0$ (период равноденствия) Λ_3 и $\Lambda_{\text{л}}$ равны с точностью до $0,3^\circ$.

Таким образом, изучение структуры потоков частиц на малых высотах позволяет не только качественно охарактеризовать структуру магнитосферы, но дает возможность количественно оценить положения границ некоторых структурных образований в зависимости от параметров межпланетной среды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Антонова А. Е., Шабанский В. П. Геомагнетизм и аэрономия, 1968, 8, с. 801. [2] Alekseev I. I., Shabansky V. P. Planet Space Sci., 1972, 20, p. 117. [3] Mead J. D., Fierfield D. H. J. Geophys. Res., 1975, 80, p. 523. [4] Tsyganenko M. A. Ann. Geophys., 1981, 37, p. 381. [5] Вернов С. Н. и др. Геомагнетизм и аэрономия, 1967, 7, с. 417. [6] Кузнецов С. Н. и др. Космич. исслед., 1976, 16, с. 637. [7] Кузнецов С. Н., Лопатина Г. Б., Столповский В. Г. Геомагнетизм и аэрономия, 1977, 17, с. 403. [8] Григорян О. Р., Кузнецов С. Н., Столповский В. Г. Космич. исслед., 1978, 16, с. 527. [9] Vi-

УДК 537.591

РАЗВИТИЕ ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНОГО КАСКАДА В ОДНОРОДНОМ ПОГЛОТИТЕЛЕ С УЧЕТОМ РАСПАДА И ИОНИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ

И. П. Иваненко, Т. М. Роганова

Введение. Изучение характеристик взаимодействия адронов и ядер космических лучей при энергии $E \geq 10^2$ ГэВ связано с необходимостью проведения детальных расчетов энергетических, пространственно-энергетических и временных характеристик различных компонент космических лучей на нескольких уровнях наблюдения и функции искажения экспериментальной установки. Вычисление функции искажения требует не только информации о средних характеристиках каскада, но и детальных сведений о флуктуациях [1]. Для эффективного выполнения расчетов при достаточно широком классе рассматриваемых моделей взаимодействия необходимо иметь набор простых и универсальных аналитических [2—4] или аналитически-численных методов [5—8], позволяющих рассчитать средние характеристики и их дисперсии для набора компонент в широких интервалах изменения переменных. Только после сопоставления результатов таких расчетов со всеми доступными экспериментальными данными целесообразно для отобранных моделей проводить более детальные и точные вычисления с использованием метода Монте-Карло [9—10].

Настоящая работа посвящена разработке простого, приближенного аналитического метода решения каскадных уравнений, аналогичного широко использованному нами ранее q -способу [5, 11, 12] при решении задач о развитии электронно-фотонных ливней с сечениями, являющимися существенно неоднородными функциями энергии.

Метод решения уравнений. Запишем основные уравнения переноса нуклонов и пионов в однородном поглотителе с учетом ионизационных потерь и распада:

$$\frac{\partial F_N(z, E)}{\partial z} = -\frac{1}{\lambda_N(E)} F_N(z, E) + \int_E^{E_0} \frac{F_N(E', z)}{\lambda_N(E')} W_{NN}(E', E) dE' + \beta_N \frac{\partial F_N(z, E)}{\partial E}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial F_\pi(z, E)}{\partial z} = -\frac{1}{\lambda_\pi(E)} F_\pi(z, E) + \int_E^{E_0} \frac{F_\pi(E', z)}{\lambda_\pi(E')} W_{\pi\pi}(E', E) dE' + \int_E^{E_0} \frac{F_N(E', z)}{\lambda_N(E')} W_{\pi N}(E', E) dE' + \beta_\pi \frac{\partial F_\pi(z, E)}{\partial E} - \frac{C}{E} F_\pi(z, E). \quad (2)$$